圧縮性流体の圧力変化を利用した液体非定常流量計測

稲岡 秀 検*・清水 優 史**・石 田 明 允*

Unsteady Flow Measurement Using Pressure Change of Compressible Fluid

Hidehori INAOKA*, Masashi SHIMIZU** and Akimasa ISHIDA*

Within the field of process measurements, there is need of an effective method for accurately measuring unsteady flow rates independent of the state of flow or the characteristics of fluid. In general, an air chamber is often installed as an accumulator in a pipeline to smooth the unsteady flow. In this paper, we propose a new method that utilizes an air chamber for measuring the unsteady flow rate. Volume change of the air chamber is obtained from the measured pressure and the estimated temperature. The estimated temperature is calculated numerically by simultaneously solving the equation of state and the one dimensional approximated heat transfer equation. To evaluate this method, a simple experimental model was employed, and the measured flow rate was compared to the estimated one. Good agreement was achieved between the measured and the estimated unsteady flow rate, and then the accuracy of this method was discussed.

Key Words: unsteady flow measurement, heat conduction

1. はじめに

プロセス計測の分野においては、より高精度に非定常流量を計測することが望まれている。現在までに、電磁流量計、管路の差圧を利用する手法、レーザードップラーや熱線フィルムのような流速計を利用する手法、管の動特性を利用する手法、など様々な計測方法が提案されている^{1)~12)}。電磁流量計は高精度に非定常流量を計測可能であるが、流れに電気伝導性を要求する。その他の計測法では、脈動流のように流量や流れの方向が周期的に大きく変化するような流れを高精度に計測することは困難である。そのため導電率・粘性率といった流体の物性や、層流・乱流などの流れの状態に依存せず、高精度に非定常流量計測を計測する手法の開発が強く望まれている。

プロセス計測の現場では、しばしば緩衝装置としての空気室がパイプラインに設置され、非定常流が平滑化されている。この例では、流量の非定常成分の一部は空気室の体積変化により吸収されている。それゆえ、この体積変化を精度良く推定できれば、この非定常成分を知ることができる。平滑化さ

れた流れはオリフィス等を用いて高精度に計測可能であるので、空気室の体積変化を推定することで非定常流量を推定することが可能である。

本研究で、我々は管路に取り付けられた空気室の体積変化を用いて管路の非定常流量を計測する新しい手法を提案する。この手法では、非定常流量は空気室体積の微分から求められ、この体積変化は状態方程式と一次元近似された熱伝導方程式を同時に数値的に解くことで推定する。この手法は管路内の流れになんの仮定も持たない。それゆえ流れの状態（層流／乱流）や流れの性質（粘性率／導電率）に影響されない。本研究では計測手法の妥当性および計測精度を実験により検討する。

2. 計測原理

非定常流が流れる管路途中に Fig. 1 に示すような容器を設置する。容器への流入流量を $Q_{in}(t)$ 、流出流量を $Q_{out}(t)$ とすると、容器の空気室体積 $V_g(t)$ 変化として吸収される非定常流量成分 $Q(t)$ は式 (1) として表すことができる。

$$Q(t) = Q_{in}(t) - Q_{out}(t) = -\frac{dV_g(t)}{dt} \quad (1)$$

Fig. 1 Unsteady flow in a pipeline with an air chamber

* 東京医科歯科大学学生体材料工学研究所 東京都千代田区神田駿河台 2-3-10

** 東京工業大学大学院情報理工学研究所 東京都目黒区大岡山 2-12-1

* Institute of Biomaterials and Bioengineering, Tokyo Medical and Dental University, Chiyoda-ku, Tokyo

** Department of Mechanical and Environmental Informatics, Tokyo Institute of Technology, Meguro-ku, Tokyo

(Received May 19, 1999)
(Revised November 12, 1999)

Fig. 2 Heat transfer in a real air chamber and virtual air chamber

Fig. 1 に示す空気室内の局所における状態方程式は一般的に式 (2) で表される。

$$P(t, v) = R\rho(t, v)\theta(t, v) \quad (2)$$

ここで $P(t, v)$, $\rho(t, v)$, $\theta(t, v)$, R はそれぞれ局所の空気圧, 空気密度, 空気温度および空気の気体定数である。

本研究では空気室として, Fig. 2(a) に示すような垂直円筒空気室を用いる。ここで空気室の体積変化は水面 (円筒下面) 変位により生じる。大気圧における空気の音速は約 $340[m/s]$ であるので, 空気室高さ H_g が $1.0[m]$ 程度の大きな空気室であっても, 圧力波は $2.0 \times 10^{-2}[s]$ 間で空気室を数回往復できる。それゆえ, 周波数成分が $50[Hz]$ 以下の圧力変化であれば空気室内の圧力はほぼ均一と見なせる。この条件が成立する空気室について考えれば, 式 (2) は式 (3) と置き換えることができる。

$$P(t) = R\rho(t, v)\theta(t, v) \quad (3)$$

式 (3) を空気室体積 V_g で積分すると

$$P(t)V_g(t) = R \int_{V_g} \rho(t, v)\theta(t, v)dv \quad (4)$$

となる。ここで新たに比熱を一定と仮定して空気室の空間平均温度 $T(t)$ を式 (5) として定義すれば, 式 (1), (4) および (5) から $Q(t)$ は式 (6) となる。ただし w は空気室内空気質量である。

$$T(t) = \frac{1}{w} \int_{V_g} \rho(t, v)\theta(t, v)dv \quad (5)$$

したがって $P(t)$ および $T(t)$ が知られれば $Q(t)$ を求めることができる。

$$Q(t) = \frac{Rw}{P(t)^2} \left(T(t) \frac{dP(t)}{dt} - P(t) \frac{dT(t)}{dt} \right) \quad (6)$$

$P(t)$ は圧力計により高精度に計測可能である。 $T(t)$ は空気室の $\rho \cdot \theta$ 分布が必要となるが, $\rho \cdot \theta$ 分布を高精度に計測することは困難である。そこでこれらは数値計算により取り扱う。

計測に利用するためには $\rho \cdot \theta$ 分布が実用時間内で計算できる必要がある。そのため自然対流の影響を無視しでき, 熱伝導のみで $\rho \cdot \theta$ 分布を取り扱えるように Prandtl 数と Grashof 数の積が 3.0×10^4 以下¹³⁾ となるように空気室を設定する。このように熱伝導のみに計算条件を限定し, さらに空気室の形

状から軸対称性を仮定しても, 境界面が時間とともに移動する圧縮性二次元熱伝導問題を解くことになり, 計算に多大な時間を必要とする。そこで計算時間を短縮するために, 以下に述べるモデル空気室を用いて熱伝導の一次元近似を行う。

Fig. 2(a) に示すアスペクト比 (R_g/H_g) の空気室に対応するモデル空気室として Fig. 2(b) に示すアスペクト比 (R_v/H_v) の空気室を採用する。モデル空気室においては円筒側面は断熱であり, 熱伝導は上下面のみに生じる。モデル空気室の半径 R_v , 高さ H_v は 1) 空気室とモデル空気室の体積は等しく (式 (7)), 2) モデル空気室の伝熱面積は空気室の全表面積に等しい (式 (8)) という条件から決定する。

$$\pi R_v(t)^2 H_v(t) = \pi R_g^2 H_g(t) \quad (7)$$

$$\pi R_v(t)^2 = \pi (R_g^2 + R_g H_g(t)) \quad (8)$$

次に上記モデル空気室を用いた $\rho \cdot \theta$ 分布の計算手順について述べる。圧縮性流体においては, 壁面から熱伝導により流入した熱の一部は仕事として音速で全領域に伝えられる。そこでこの現象を微小時間におけるステップ状体積変化, 熱伝導, 圧力の均一化の繰り返しとして取り扱う手法を Fig. 3 に示す。図において●印は測定値, ■, ○および×印は計算により得られた推定値である。また測定サンプリング時間は $\Delta t = 2.0 \times 10^{-3}[s]$ である。

(0) 初期状態からモデル空気室を導出し, 高さ方向に (添字 i) に $2N(N=100)$ 等分割して初期計算格子を決定する。ただし高さ中心において $i=0$ とする。時刻 t_1 における P^0 から P^1 となる断熱変化 (○→●) より密度 ρ_i^1 , 温度 θ_i^1 を求める (○→■)。

(1) 断熱変化による空気室体積変化に伴いモデル空気室の伝熱面積もまた変化する。そのため局所的 (モデル空気室の伝熱面積と計算格子間隔との積からなる微小体積内) に状態方程式が成立するように計算格子間隔を再計算する。

(2) Δt において ρ_i^1 一定の条件で一次元熱伝導方程式を

Fig. 3 Change of state and heat transfer in a virtual air chamber

解き, $\theta_i^{1(1)}(\bullet \rightarrow \times)$, $P^{1(1)}(\blacksquare \rightarrow \times)$ を求める.

(3) $P(t)$ が均一な $P^{1(2)}$ となるような断熱変化を仮定して $\rho_i^{1(2)}$, $\theta_i^{1(2)}$ を計算する ($\times \rightarrow \circ$).

(4) 時刻 t_2 における $P^{1(2)}$ から P^2 となる断熱変化 ($\circ \rightarrow \bullet$) より密度 ρ_i^2 , 温度 θ_i^2 を求める ($\circ \rightarrow \blacksquare$).

上記の (1)~(4) を繰り返すことで各時刻における $\rho \cdot \theta$ 分布を求める.

3. 実験装置および実験方法

実験装置の概要を Fig. 4 に示す. 簡単のため実験では $Q_{out}(t) = 0$ の場合を取り扱う.

実験装置は両端に厚さ $1.0 \times 10^{-2} [m]$ のアクリル板を持つ壁厚 $1.0 \times 10^{-2} [m]$ のアクリル円筒, および水室に直結した注射器からなる. 空気圧は空気室に直結した半導体式圧力センサにより計測する. 空気室体積変化は渦電流式変位センサを用いて注射器のピストン位置変位から計測する. 圧力計測は水銀柱を, 体積計測はビュレットを用いてそれぞれ高精度に校正する.

実験は, 空気室内の空気質量 (w) の決定と周期的非定常流量計測の二つの部分より構成される. まず最初に w の決定手順について述べる.

空気室に直結したバルブを開放して空気室内を大気にした後, 再びバルブを閉じて空気室を密閉する. 空気室の圧力が静定したことを確認し, 空気室内の空気圧 P_1 を計測する. 次に注射器のピストン位置を一定量だけ変位させて体積 ΔV の水を円筒に流入させる. その後空気圧が再び静定するのを待って空気室内空気圧 P_2 を計測する. 両静定状態での空気室内温度は周囲温度 θ_a と等しいとして w を式 (9) から決定する.

$$w = \frac{P_1 P_2 \Delta V}{R \theta_a (P_2 - P_1)} \quad (9)$$

ついで周期的非定常流量の計測を行う. 空気室が静定状態にあることを確認して空気室の周囲温度 θ_a を計測した後, ピストンクランク機構により注射器のピストン位置を正弦波状に変化させて圧力変化および体積変動を計測する. 体積変動の周期および振幅は直流モータへの印加電圧およびクランク半径によって調整する.

Fig. 4 Arrangement of experimental equipments

計測結果はサンプリングタイム $2.0 \times 10^{-3} [s]$ で 12bit A/D 変換器を通して記録される. また全ての計算処理はパーソナルコンピュータ (CPU: Pentium 100MHz) を用いてオフラインで行われる.

4. 結果および考察

4.1 空気室内温度変化

実験は, 十二種類の形状の空気室 (三種類の空気室半径 R_g と四種類のアスペクト比 $A_r: R_g$ と空気室高さ H_g の比 $A_r = R_g/H_g$) に対し, 九種類の体積変化 (三種類の振幅 dV および三種類の周波数 f) を適用して行なわれた. R_g は $4.95 \times 10^{-2} [m]$ (Group A), $3.95 \times 10^{-2} [m]$ (Group B), $2.95 \times 10^{-2} [m]$ (Group C), dV は $7.4 \times 10^{-7} [m^3]$ ($dV1$), $1.3 \times 10^{-6} [m^3]$ ($dV2$), $1.9 \times 10^{-6} [m^3]$ ($dV3$), f は $0.72 [Hz]$ ($f1$), $1.9 [Hz]$ ($f2$), $3.1 [Hz]$ ($f3$) である. A_r は精度良く計測可能であるが, 実験装置の制限から A_r を任意の値に調整するのはやや難しい. しかし A_r の若干の差異は実験結果の検討において本質的な問題とはならない. そこで本研究では A_r としておよそその値 ($A_r \approx 1.0 \sim 4.0$) を設定した. 表記上の繁雑さをさけるためアスペクト比名として $C_1 (A_r \approx 1.0)$, $C_2 (A_r \approx 2.0)$, $C_3 (A_r \approx 3.0)$, $C_4 (A_r \approx 4.0)$ の記号を用い, 各空気室はアスペクト比名と R_g の Group 名を添字としたものの組合せとして表記することにする.

実験結果の一例として, $C3_B (R_g = 3.95 \times 10^{-2} [m], A_r \approx 3.0)$ の空気室で $dV3$, $f1$ の空気室体積変化を生じさせた時の圧力変化, および空間平均温度を Fig. 5 に示す. 図上段は圧力波形 $P(t)$ および体積波形 $V_g(t)$, 下段は空間平均温度波形 $T_m(t)$ である. ただし $T_m(t)$ は $P(t)$, $V_g(t)$, 空気室内空気質量 w および空気の気体定数 R から式 (10) によって算出した結果である.

$$T_m(t) = \frac{P(t)V_g(t)}{wR} \quad (10)$$

Fig. 5 Experimental results ($C3_B$, $dV3$, $f1$)
Upper panel : pressure ($P(t)$) and volume ($V_g(t)$),
lower panel : temperature ($T_m(t)$)

Fig. 6 Results of frequency analysis ($T_m(t)$, $V_g(t)$)

Fig. 5 より, $V_g(t)$ はほぼ正弦波と見なせる波形となっているが, $T_m(t)$ は波形が若干歪んでいることがわかる。

Fig. 5 の $T_m(t)$ の振幅成分, 位相成分を FFT により求めた結果を Fig. 6 に示す。比較のため $V_g(t)$ について同様の処理を行なった結果を図中に破線で示してある。

図上段は振幅成分であり, それぞれの振幅成分の最大値によって正規化してある。図下段は位相成分である。ただし $T_m(t)$ の位相は $V_g(t)$ の位相を基準とした相対値である。図上段において破線で囲まれた周波数 1.4~1.6 [Hz] 部分の振幅成分の拡大図に示されるように, $T_m(t)$ には $V_g(t)$ には見られない二倍高調波成分が存在していることがわかる。この二倍高調波成分は, $T_m(t)$ が式 (10) に示されるように二つの正弦波 $P(t)$ と $V_g(t)$ の積として算出されているために生じるものである。

しかし図の例においては, $T_m(t)$ の二倍高調波成分の振幅は基本周波数成分の振幅のたかだか 3% 程度しかなく, 最も大きい例においても最大振幅の 6~7% 程度であった。そこでまず最初に基本周波数の振幅および位相成分について検討していく。

$T_m(t)$ の振幅成分は, 空気室の特性および体積変化振幅 dV と空気室体積 V_0 の相対比 dV/V_0 によっても変化する。そこで振幅は空気室内状態変化が断熱変化であると仮定した場合に得られる温度波形 (以後断熱変化温度波形と呼ぶ) $T_{isoe}(t)$ を使って, $T_m(t)$ と $T_{isoe}(t)$ の振幅の比 T_{m1}/T_{isoe1} により評価する。また位相は $T_{isoe}(t)$ と $T_m(t)$ の位相差 $T_{m1} - T_{isoe1}$ により評価する。

空気室 $C1_A$, $C4_A$, $C1_C$ および $C4_C$ に対して $dV3$ を用いた体積変化における振幅比および位相差を Fig. 7 に示す。図から明らかなように T_{m1} は同じ R_g では A_r が小さい空気室ほど, 同じ A_r では R_g が大きい空気室ほど, また f が大きいときほど振幅比が 1 に, 位相差が 0 に近付き空気室内の温度変化が断熱変化に近付いているとわかる。

以上の結果をフーリエ数 Fo と振幅比, 位相差との関係に

Fig. 7 Ratio of amplitude (T_{m1}/T_{isoe1}) and difference of phase ($T_{m1} - T_{isoe1}$ [rad])
 $C1_A$, $C4_A$, $C1_C$, $C4_C$: $dV3$

まとめた結果を Fig. 8 に示す。図において上段は振幅比, 下段は位相差であり, 横軸は Fo の逆数の対数表示である。 Fo は, $1/f$ [s], 空気温度伝導率 a [m^2/s^2] および代表長さ L [m] を用いて式 (11) より算出した。

$$Fo = \frac{a}{L^2} \frac{1}{f} \quad (11)$$

後述する数値計算結果との比較を容易とするために, 代表長さ L は式 (12) に示すように熱伝導の一次元近に利用するモデル空気室高さ H_v としてある。

$$L = H_v = \frac{V}{S/2} = \frac{\pi R_g^2 H_g}{\pi R_g^2 + \pi R_g H_g} = \frac{R_g}{1 + A_r} \quad (12)$$

基本周波数成分においては, 振幅比, 位相差ともに dV の影響はほとんど観測されなかったため, 複雑さを避けるため $dV3$ の例のみを図示してある。また Fig. 8 以降の図における記号と空気室の関係は全て同一である。図より $T_{isoe}(t)$ に対する $T_m(t)$ の振幅比および位相差は Fo によって一つの曲線により表現できることが明らかとなった。空気室内の状態変化は Fo が小さくなるほど断熱変化 (図中破線) に, Fo が大きくなるほど等温変化に近づく。図から Fo が 0.02~1.4 の範囲では, 単純に断熱変化や等温変化では空気室内の温度変化を取り扱えないことも示された。

次に計算モデルにより推定された計算空間平均温度 $T_c(t)$ について検討していく。

$T_c(t)$ の推定計算時間はデータ点数 16500 点に対し 60~360 [s] 程度であり, 十分に実行時間内に計算が終了することが確認された。

Fig. 9 上段に Fig. 5 の $P(t)$ を用いて本手法により推定した $T_c(t)$ を実線で示す。比較のため Fig. 5 の $T_m(t)$ および Fig. 5 の $V_g(t)$ を利用して算出した断熱変化温度波形 $T_{isoe}(t)$

Fig. 8 Ratio of amplitude (T_{m1}/T_{isoel}) and difference of phase ($T_{m1} - T_{isoel}$ [rad])

をそれぞれ点線、破線で示す。温度波形はその時間平均値 (空気室壁温) を用いて直流成分を除去し $T_{isoel}(t)$ の最大振幅値 T_{isoelM} で正規化してある。図下段に推定誤差 $T_c(t) - T_m(t)$ を示す。ただし $T_m(t)$ の最大振幅値 T_{mM} で推定誤差を正規化してある。

図上段に示されるように、 $T_c(t)$ は $T_m(t)$ とよく一致しているが、図下段の推定誤差は T_{mM} との比で最大で 0.1 程度ある。

次に Fig. 8 と同様に $T_c(t)$ を周波数領域で評価するために、

Fig. 9 Upper panel : calculated $T_c(t)$ (solid line) and measured $T_m(t)$ (dotted line) normalized by the maximum amplitude of $T_{isoel}(t)$ (broken line)
Lower panel : estimation error normalized by the maximum amplitude of $T_m(t)$

Fig. 10 Ratio of amplitude (T_{c1}/T_{m1}) and difference of phase ($T_{c1} - T_{m1}$ [rad])

基本周波数における $T_m(t)$ と $T_c(t)$ の振幅比および位相差を Fo でまとめた結果を Fig. 10 に示す。

図に示されるように、小さい Fo では振幅比および位相差はそれぞれほぼ 1.0, 0.0 [rad] となり、本手法によって温度波形が高精度に推定されていることがわかる。一方で Fo が増加するにつれ振幅比は増加、位相差は拡大し推定精度が悪化している。

これは以下に述べる原因により生じていると考えられる。空気室の底面と側面の接合部分 (コーナー部分) においては他

Fig. 11 Ratio of T_{m1} (amplitude of fundamental frequency of $T_m(t)$) and T_{m2} (amplitude of 2nd harmonics)
Upper panel : dV1, middle panel : dV2, lower panel : dV3

Fig. 12 Estimation error of 2nd harmonics $(T_{c2} - T_{m2})/T_{m1}$
Upper panel : dV1, middle panel : dV2, lower panel : dV3

の部分より温度境界層の発達促進され、温度境界層が厚くなる。本計算モデルではこの現象を表現できないため、温度境界層が発達しやすい Fo の大きい領域では境界層の厚さの計算誤差が無視できない大きさになるため温度推定誤差増加している。

以上に述べた検討結果は、基本周波数成分における推定誤差の評価検討であった。次に二倍高調波成分の推定誤差について検討していく。

まず最初に実測温度 $T_m(t)$ の基本周波数成分振幅 T_{m1} とその二倍高調波成分振幅 T_{m2} の比 T_{m2}/T_{m1} と Fo の関係を Fig. 11 に示す。図上段は dV1、中段は dV2、下段は dV3 である。

図に示されるように、 T_{m2}/T_{m1} はばらつきが大きいものの全体としては $1/Fo$ に対して右下がりの傾向を示しており、 Fo が小さい領域では二倍高調波成分は無視できる程度に小さくなる。しかし Fo が大きくなると T_{m2}/T_{m1} は増加し最大で 7% 程度の大きさに達する。また dV が大きい場合は右下がりの傾向がややはっきりとし、同じ Fo であっても T_{m2}/T_{m1} が増加する傾向が見られる。

次に計算温度 $T_c(t)$ の二倍高調波成分振幅 T_{c2} の推定誤差を検討する。Fig. 11 に示されたように T_{m2} は全体的にその値が小さい。特に Fo が小さく T_{m2} の値が小さい領域では $P(t)$ 、 $V_g(t)$ の計測誤差の影響を強く受けることになる。また FFT の際の周波数分解能があまり細かくない (約 0.06 [Hz]) ため T_{m2} の検出の際の誤差も大きくなっていると考えられる。そのため T_{c2} の推定誤差の検討は T_{m2} と T_{c2} の差と T_{m1} の比 $(T_{c2} - T_{m2})/T_{m1}$ によって行なう。 $(T_{c2} - T_{m2})/T_{m1}$ と Fo

Fig. 13 Upper panel : calculated $Q_c(t)$ (solid line) and measured $Q_m(t)$ (dotted line)
Lower panel : estimation error of flow rates $dQ(t) = Q_c(t) - Q_m(t)$

の関係を Fig. 12 に示す。図上段は dV1、中段は dV2、下段は dV3 である。

図に示されるように推定誤差には T_{m2} の計測誤差によるばらつきが見られるが、dV3 以外の実験結果においてその推定誤差の絶対値は T_{m1} に対して最大で 1% 程度であり、かつその平均がほぼ 0 となっていることがわかる。この結果より全 Fo 領域において T_{c2} は精度良く推定されていると考えられる。一方 dV3 での実験結果では推定誤差の絶対値は T_{m1} に対して最大で 2% 程度であり、その平均も 1% 程度ある。しかしこの程度の推定誤差であれば T_{c2} の推定誤差が温度波形に与える影響は全体的には小さく無視できる程度であると考えられる。

4.2 非定常流量

次に非定常流量の推定精度について検討する。Fig. 13 上段に計算流量波形 $Q_c(t)$ (Fig. 5 の $P(t)$ および Fig. 9 の $T_c(t)$ より算出) を実線で、実測流量波形 $Q_m(t)$ (Fig. 5 の $V_g(t)$ を時間微分することで算出) を点線で示す。下段に流量推定誤差 $dQ(t) = Q_c(t) - Q_m(t)$ を示す。ただし微分処理による商用電源などの高周波雑音の増加を抑えるために、基本周波数の 10 倍以上の周波数成分については FFT を利用した無位相フィルタにより完全に除去してある。図から明らかに、 $Q_m(t)$ と $Q_c(t)$ は非常に良く一致しており、Fig. 9 上段の $T_c(t)$ に見られたような振幅、位相のずれもほとんど観測されない。

図下段に示す流量推定誤差 $dQ(t)$ の振幅は最大でも流量振幅最大値の 5% 以下であり、Fig. 9 の温度推定誤差に比べて半減している。

空間平均温度波形と同様に FFT により周波数分析を行ない、基本周波数成分における $Q_m(t)$ に対する $Q_c(t)$ の振幅比

Fig. 14 Upper panel : ratio of amplitude (Q_{c1}/Q_{m1}), lower panel : difference of phase ($Q_{c1} - Q_{m1}$ [rad]) (dV3)

および位相差を算出し、 Fo でまとめた結果を Fig. 14 に示す。図に示されるように振幅比は全 Fo 領域で 0.96~1.01, 位相差は -0.04~0.00[rad] となっており, 振幅, 位相ともに精度良く推定されていることがわかる。また温度波形で顕著に観測されたような Fo の増加に伴う誤差の増大もほとんど観測されない。

温度推定誤差が流量推定誤差に与える影響を検討するために、 T_{c1}/T_{m1} と Q_{c1}/Q_{m1} の関係を調べた。結果を Fig 15 に示す。図に示されるように、温度推定誤差による流量推定誤差は温度推定誤差の 1/7 程度である。そのため前節で述べた程度の温度推定精度が確保できれば、流量波形の基本周波数成分を全 Fo 領域で高精度に推定できることが示された。

温度波形に見られた振幅および位相誤差が流量波形ではほとんど観測されない理由として以下に述べる理由が考えられる。非定常流量 $Q(t)$ は $P(t)$, $T(t)$ より式 (13) の如く算出される。ただし w は空気質量, R は空気の気体定数である。

$$Q(t) = \frac{Rw}{P(t)^2} \left(T(t) \frac{dP(t)}{dt} - P(t) \frac{dT(t)}{dt} \right) \quad (13)$$

$P(t)$ は実測値を用いるため、流量の推定誤差は $T(t)$, $dT(t)/dt$ によって生じることになる。Fig. 9 上段に示されるように $T_c(t)$ には比較的是っきりした振幅および位相誤差が発生している。しかし温度の絶対値で考えると、空気室温度

Fig. 15 Relationship between T_{c1}/T_{m1} and Q_{c1}/Q_{m1}

Fig. 16 Estimation error of 2nd harmonics ($Q_{c2} - Q_{m2}$)/ Q_{m1}
Upper panel: dV1, middle panel: dV2, lower panel: dV3

の時間平均は 280~300[K] の範囲であるため、位相誤差を考慮してもその $T_c(t)$ 自体の推定誤差は 1% にも満たない。また $T_m(t)$, $T_c(t)$ の波形形状は良く似ており、各時刻における微分値 $dT(t)/dt$ の誤差は小さいことが容易に予想できる。そのため、 $T_c(t)$ の基本周波数成分の振幅誤差や位相誤差が比較的大きい場合でも $Q_c(t)$ の推定誤差は抑えられ、上述した結果が得られると考えられる。

次に高調波成分について検討する。Fig. 13 下段に示されるように、流量波形に含まれる高周波成分は基本周波数の最大振幅の 5% 以下と小さい。そのため Fig. 12 に示した温度波形の場合と同様に二倍高調波の推定精度を $(Q_{c2} - Q_{m2})/Q_{m1}$ により評価した。その結果を Fig. 16 に示す。図から明らかに、dV3 で推定誤差は最も大きく、約 2%, それ以外では 1% 程度であった。またいずれの dV でも推定誤差の平均値はほぼ 0 となり、高精度に二倍高調波振幅が推定されていることが確認された。

5. 結 論

本研究では、非定常流が流れる管路に空気室を設置し、流れの非定常成分を空気室の体積変化から推定する新しい管路内液体非定常流量計測手法を提案した。また空気室内温度を数値計算により求める際の推定計算を実用時間内で終了させるために、空気室内熱伝導を一次元近似する手法も新たに提案した。

簡単な実験装置を用いた実験による検討結果から、本手法により高精度に空気室温度変化を推定可能であり、その結果管路内の非定常流量を高精度に計測できることが示された。

参 考 文 献

- 1) 中野, 横田, 植山: 円管内瞬時流量計測手法, 計測自動制御学会論文集, **20-5**,421/426(1984)
- 2) 中野, 横田: 円筒形絞りの動特性を利用した瞬時流量計, 油圧と空気圧, **17-4**,311/317(1986)
- 3) 中野, 横田, 古清水: 円筒形絞りの動特性を利用した瞬時流量計 (第2報 歯車モータ形流量計との比較検討), 油圧と空気圧, **18-2**,148/153(1987)
- 4) 趙, 北川, 香川, 竹中: 管内流れにおける非定常諸変量間の伝達関数の近似表示, 日本機械学会論文集 B 編, **51-472**,4132/4138(1985)
- 5) 趙, 北川, 香川, 竹中: 管内差圧を利用した非定常流量および流速の実時間測定法, 日本機械学会論文集 B 編, **52-480**,2851/2859(1986)
- 6) 趙, 真田, 北側, 竹中: 管内差圧を利用した非定常流量測定における測定精度の検討, 日本機械学会論文集 B 編, **54-503**,1649/1654(1988)
- 7) 内山, 劉, 箱守: 熱フィルム流速計を用いた管内非定常流速分布の実時間推定, 計測自動制御学会論文集, **22-9**,962/967(1986)
- 8) 横田, 金, 中野: 管路の圧力流量間の動特性を利用した非定常流量計測手法, 日本機械学会論文集 C 編, **57-541**,2872/2876(1991)
- 9) 横田, 金, 中野: 油圧管路の動特性を利用した遠隔瞬時流量計測手法, 油圧と空気圧, **21-2**,187/193(1990)
- 10) 金, 横田, 中野: 油圧管路の動特性を利用した遠隔瞬時流量計測手法 (第2報 実時間準遠隔瞬時流量計測手法の検討), 油圧と空気圧, **22-2**,169/175(1991)
- 11) 横田, 金, 中野: 油圧管路の動特性を利用した遠隔瞬時流量計測手法 (第3報 パラメータ変化による推定誤差の検討), 油圧と空気圧, **23-2**,209/215(1992)
- 12) 横田: 非定常流量測定, 油圧と空気圧, **26-6**,680/685(1995)
- 13) 相原:伝熱工学,119, 東京裳華房 (1994)

[著 者 紹 介]

稲 岡 秀 検 (正会員)

平成2年 東京工業大学工学部制御工学科卒業, 同8年 同大学大学院後期博士課程中退, 同年 東京医科歯科大学医用器材研究所 (現 生体材料工学研究所) 助手, 現在に至る. 医用生体工学の研究に従事.

清 水 優 史 (正会員)

昭和41年 東北大学工学部精密工学科卒業, 昭和49年 工学博士 (東北大), 昭和48年 東京大学宇宙航空研助手, 昭和52~55年 NASA エームス研究所研究員, 昭和58年 東京工業大学制御工学科助教授, 平成4年 東京工業大学大学院情報理工学研究科教授, 現在に至る. 熱工学, 流体力学, その後生体工学を専門とする.

石 田 明 允 (正会員)

昭和39年 東京工業大学理工学部制御工学科卒業, 同44年 同大学大学院博士課程終了後, 同大学工学部助手, 昭和49年 東京医科歯科大学医用器材研究所 (現 生体材料工学研究所) 助教授, 現在同教授. 主な研究テーマは運動系の計測と解析.